

На правах рукописи

Носырев Михаил Андреевич

**ОПРЕДЕЛЕНИЕ СКОРОСТЕЙ И КОНЦЕНТРАЦИЙ
ДИСПЕРСНЫХ ЧАСТИЦ ПРИ СТЕСНЕННОМ ДВИЖЕНИИ
НА ОСНОВЕ МИНИМУМА ИНТЕНСИВНОСТИ
ДИССИПАЦИИ ЭНЕРГИИ**

05.17.08 – Процессы и аппараты химических технологий

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени
кандидата технических наук

Москва – 2015

Работа выполнена на кафедре процессов и аппаратов химической технологии
Российского химико-технологического университета имени Д. И. Менделеева

Научный
руководитель: доктор технических наук, профессор
Дмитриев Евгений Александрович, заведующий
кафедрой процессов и аппаратов химической технологии
Российского химико-технологического университета
имени Д.И. Менделеева

Официальные
оппоненты: доктор технических наук, профессор
Клинов Александр Вячеславович, заведующий
кафедрой процессы и аппараты химической технологии
Казанского национального исследовательского
технологического университета

доктор технических наук, профессор
Лагуткин Михаил Георгиевич, профессор кафедры
машины и аппараты химических производств
Московского государственного машиностроительного
университета (МАМИ)

Ведущая организация: **Ивановский государственный химико-
технологический университет**

Защита состоится «03» марта 2016 г. в 11-00 часов на заседании
диссертационного совета Д 212.204.03 при РХТУ им. Д. И. Менделеева (125047,
г. Москва, Миусская пл., д. 9) в конференц-зале (ауд. 443).

С диссертацией можно ознакомиться в Информационно-библиотечном центре
РХТУ им. Д.И. Менделеева и на сайте <http://diss.muctr.ru>.

Автореферат диссертации разослан « » _____ 2016 г.

Ученый секретарь
диссертационного совета Д 212.204.03

Женса А.В.

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность работы. Определение скорости стесненного движения газовых и твердых частиц в жидкой среде является одним из ключевых моментов расчета абсорберов со сплошным слоем, газо-жидкостных реакторов, отстойников, флотаторов. Несмотря на то, что в литературе имеется достаточно большое число аналитических и эмпирических уравнений для вычисления скоростей стесненного движения фаз, до настоящего времени не существует обобщенного метода расчета скорости стесненного движения газовых и твердых частиц в жидкостях. Актуальность проблемы подчеркивается развитием микрофлотации и микробарботажа с помощью мембран, когда речь идет о тонком диспергировании газов и последующем стесненном движении сферических газовых частиц в поле силы тяжести. Кроме того, характерной особенностью известных корреляций, описывающих стесненное движение, является использование предположения о равномерном распределении дисперсных частиц по объему слоя, что противоречит многочисленным экспериментальным данным. Остается также практически не исследованной и проблема распределения малоразмерных частиц псевдооживленного слоя по высоте аппарата.

Таким образом, существует целый ряд малоизученных, но практически очень важных гидромеханических аспектов при расчете абсорбционных, флотационных аппаратов, отстойников.

Цель работы и основные задачи исследования. Целью данного исследования является разработка обобщенного метода расчета скорости стесненного движения сферических газовых и твердых частиц в жидкостях для использования при определении размеров аппаратов гидромеханических и массообменных процессов химических технологий. А также, учитывая аналогию процессов псевдооживления и осаждения, создание математической модели распределения частиц неоднородного псевдооживленного слоя по высоте аппарата.

Непосредственно в задачи исследования входило:

- Создание математической модели определения скорости стесненного движения сферических газовых частиц в жидкостях в поле силы тяжести с учетом неравномерности распределения дисперсной фазы.
- Разработка обобщенного метода определения скорости ламинарного стесненного движения сферических твердых и газовых частиц в жидкостях.
- Создание математической модели распределения частиц неоднородного псевдооживленного слоя по высоте аппарата.
- Проверка адекватности полученных теоретических соотношений сопоставлением с литературными экспериментальными данными.

Научная новизна. Научная новизна работы заключается в новом едином подходе к определению скорости стесненного движения сферических газовых и твердых частиц на основе вариационного принципа минимума интенсивности диссипации энергии. С учетом аналогии процессов псевдооживления и осаждения тот же вариационный принцип был использован для создания математической модели распределения частиц неоднородного

псевдооживленного слоя по высоте аппарата. Безусловной новизной является учет в математических моделях неравномерности распределения частиц дисперсной фазы по сечению аппарата. Предложенные ранее корреляции не учитывали этот экспериментально доказанный факт.

Полученные на основе вариационного принципа минимума интенсивности диссипации энергии расчетные уравнения были проверены сопоставлением с многочисленными экспериментальными данными в широком интервале изменения доли дисперсной фазы. Определены границы применимости полученных расчетных корреляций с учетом влияния поверхностно активных веществ в широком диапазоне изменения чисел Архимеда (до 3740).

Практическое значение работы. Доказанная адекватность полученных расчетных соотношений позволяет рекомендовать их для определения стесненной скорости движения дисперсной газовой фазы в абсорбционных аппаратах со сплошным слоем, в микрофлотационных аппаратах, в газожидкостных реакторах.

При расчете отстойников рекомендуется использовать те же уравнения с видоизмененными граничными условиями, учитывающими особенности поведения дисперсной твердой фазы, в частности большую инерцию твердых частиц, которая препятствует их групповому взаимосвязанному движению при малых концентрациях.

Экспериментально проверенные теоретические соотношения для учета изменения порозности неоднородного псевдооживленного слоя по высоте аппарата рекомендуются для уточненного гидродинамического расчета аппаратов псевдооживленного слоя, а также сушильных, адсорбционных установок и реакторов с кипящим слоем.

Положения, выносимые на защиту.

- Обобщенный метод определения скорости ламинарного стесненного движения сферических твердых и газовых частиц на основе вариационного принципа минимума интенсивности диссипации энергии.

- Математическая модель вычисления скорости стесненного движения сферических газовых частиц в жидкости в поле силы тяжести с учетом неравномерности распределения дисперсной фазы.

- Математическая модель распределения частиц неоднородного псевдооживленного слоя по высоте аппарата.

- Доказательства адекватности полученных расчетных соотношений.

Апробация работы. Основные положения работы докладывались на V международной конференции «Актуальные проблемы экологии и охраны труда» (город Курск, 2013 г.); на XXVII Международной конференции молодых ученых по химии и химической технологии (Москва, 2013 г.)

Публикации. По теме диссертации опубликовано 6 печатных работ, в том числе 4 статьи в ведущих рецензируемых журналах, рекомендуемых ВАК РФ.

Структура и объём диссертации. Работа состоит из введения, четырех глав, выводов и списка литературы из 100 наименований. Диссертация изложена на 112 страницах машинописного текста, включая 13 рисунков, 6 таблиц.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во **введении** обоснована актуальность поставленных задач и важность их решения для расчета гидромеханических и массообменных процессов химических технологий.

В **первой главе** приводится обзор работ, посвященных стесненной скорости движения фаз в дисперсных системах твердое-жидкость, газ-жидкость, твердое-газ. Последовательно рассматривается движение одиночной сферической частиц на основе решения уравнения Навье-Стокса, а также динамика стесненного потока, описываемая с помощью приближенных моделей, в которых осредненные выражения сохраняют вид уравнений Навье-Стокса. Приведены соотношения для определения коэффициентов сопротивления для свободного и стесненного движения. Отмечается, что метод «отражений» позволил исследовать поведение суспензий, в которых объемная концентрация частиц не превышает нескольких процентов, в то время как потребности практики требуют существенного расширения концентрационных пределов. Обращается внимание на тот факт, что модели, предполагающие упорядоченное расположение частиц (метод «отражений» и ячеечная модель), и модели, в которых учитывается случайное расположение частиц, дают принципиально отличающиеся результаты при малых значениях доли дисперсной фазы (φ). Рассмотрены и эмпирические выражения для определения скорости стесненного движения газовых и твердых сферических частиц. Так, на практике часто используется эмпирическое соотношение:

$$\frac{w}{w_0} = f(\varphi) = 1 - \varphi^n \quad (1),$$

где: w – скорость стесненного движения;

w_0 – скорость свободного движения частицы.

Показатель степени n изменяется в широких пределах: от 1,75 до 4 для описания процессов стесненного движения газовых пузырьков, коллективной седиментации и псевдооживления сферических частиц.

Для определения скорости стесненного ламинарного движения твердых сфер, а также сферических пузырьков наиболее часто используется уравнение Хаппеля (2), базирующееся на ячеечной модели и выражение (3), полученное на основе определения эффективной вязкости:

$$f(\varphi) = \frac{3 - 4,5 \left(\varphi^{\frac{1}{3}} - \varphi^{\frac{5}{3}} \right) - 3\varphi^2}{3 + 2\varphi^{\frac{5}{3}}} \quad (2).$$

$$f(\varphi) = (1 - \varphi)^2 \exp \left(\frac{-2,5\varphi}{1 - \frac{39}{64}\varphi} \right) \quad (3).$$

Для турбулентного движения сферических пузырьков в чистой жидкости в области $40 < Re < 400$ рекомендуется уравнение, полученное на основе ячеечной модели в работе Маруччи:

$$f(\varphi) = \frac{1 - \varphi^2}{1 - \varphi^{\frac{5}{3}}} \quad (4).$$

В электрофлотации при малом газосодержании (до 5%) предлагается использование более простой формулы:

$$f(\varphi) = 1 - 1,5\varphi^{\frac{1}{3}} \quad (5).$$

Несмотря на то, что в литературе имеется большое число аналитических и эмпирических уравнений для вычисления скоростей стесненного движения частиц, все они работают в определенных концентрационных пределах и не учитывают распределение дисперсной фазы по объему слоя. Кроме того, до настоящего времени не существует обобщенного метода расчета скорости стесненного движения газовых и твердых частиц в жидкостях.

В заключение литературного обзора ставятся задачи исследования.

Во **второй главе** предлагается метод определения скорости стесненного движения сферических газовых частиц в жидкости в поле сил тяжести. Предлагаемая математическая модель основывается на вариационном принципе минимума диссипации энергии и учитывает неравномерность распределения дисперсной фазы по сечению аппарата. Строгое аналитическое решение данной задачи не представляется возможным в силу сложности математического описания, поэтому использовалась несколько упрощенная форма записи интенсивности диссипации энергии.

Рассматривая стесненное движение дисперсных частиц в колонне, заполненной жидкостью, и вводя скорость движения частиц относительно жидкости $w_{om} = \frac{w_n}{\varphi(1-\varphi)}$ и относительно вертикальных стенок аппарата

$w = \frac{w_n}{\varphi}$, имеем:

$$w_{om} = \frac{w}{1-\varphi} \quad (6).$$

Отношение скоростей стесненного и свободного движения в данной области является функцией доли дисперсной фазы:

$$\frac{w}{w_0} = f(\varphi) \quad (7).$$

Силу сопротивления (F) для газовой сферической частицы диаметром d записывали как:

$$F = \lambda \frac{w_{om}^2}{2} \rho_{ж} S_{ч} = \frac{\lambda w_{om}^2 f^2(\varphi)}{1-\varphi^2} \rho_{ж} \frac{\pi d^2}{4} \quad (8).$$

Тогда диссипацию энергии при движении одной частицы можно представить в виде:

$$\Phi_0 = Fw = \frac{\lambda w_0^3 f^3(\varphi)}{1 - \varphi^2} \rho_{жс} \frac{\pi d^2}{4} \quad (9).$$

При всплытии частиц группой («облаком») они занимают некоторую часть сечения S_1 от общего поперечного сечения аппарата S . Следовательно, $\varphi_u S_1 = \varphi S$, где φ_u – истинная доля дисперсной фазы, а φ – средняя доля дисперсной фазы.

Число частиц N в слое высотой H составит $N = \frac{6HS_1\varphi_u}{\pi d^3}$, а объем жидкости в слое, заполненном частицами $V = HS_1(1 - \varphi_u)$. При этом интенсивность диссипации энергии в единице объема будет:

$$\Phi = \frac{\Phi_0 N}{V} = \frac{3 \lambda \rho_{жс} w_0^3 f^3(\varphi) \varphi_u}{2 d^2 (1 - \varphi_u)} \quad (10),$$

Принимая с определенной долей приближения коэффициент сопротивления как $\lambda = \frac{A}{Re^m}$, где $Re = \frac{wd}{(1 - \varphi)v}$, получим:

$$\Phi = \frac{3 A \rho_{жс} v^m}{2 d^{m+1}} \frac{w_0^{3-m} (f(\varphi))^{3-m} \varphi_u}{1 - \varphi^{2-m} (1 - \varphi_u)} \quad (11).$$

При постоянной величине показателя степени m величина A зависит от доли дисперсной фазы, что связано с усилением взаимодействия дисперсных частиц при увеличении их концентрации. Проведенный анализ показал независимость величины A от газосодержания. Однако следует иметь ввиду зависимость скорости стесненного движения от газосодержания и, следовательно, влияние присутствия в жидкости даже следов поверхностно-активных веществ. Таким образом, принимаемое в дальнейшем постоянство величины A следует считать приближенным, то есть некоторым осредненным значением в рассматриваемом интервале изменения газосодержания.

Присутствие в уравнении (11) средней (φ) и истинной (φ_u) доли дисперсной фазы связано с флуктуациями концентрации дисперсной фазы, вызванными перемещением частиц вдоль поперечного сечения потока. Учитывая рост относительной величины флуктуации с возрастанием обратной величины доли дисперсной фазы, получим:

$$\varphi_u = a + \varphi(1 + b) \quad (12).$$

Поскольку разница между φ_u и φ уменьшается с ростом φ , константа b , будет отрицательной. Учитывая, что для монодисперсных слоев случайным образом упакованных сферических частиц, доля дисперсной фазы не может превышать 0,62, на уравнение (12) накладывается ограничение:

$$a + \varphi(1 + b) \leq 0,62 \quad (13).$$

Как следует из уравнения (11), интенсивность диссипации в единице объема жидкости зависит от физико-химических свойств (плотностей фаз, вязкости, диаметра частиц) и доли дисперсной фазы. При этом первая группа величин определяется природой фаз, давлением, температурой и конструкцией диспергирующего устройства, то есть они заданы внешними условиями. Тогда единственной независимой переменной, определяющей способность системы к самоорганизации, является доля дисперсной фазы.

В соответствии с вышеизложенным уравнение (11) необходимо представить в виде:

$$\Phi = BF \varphi \quad (14),$$

$$\text{где } B = \frac{3}{2} \frac{A \rho_{ж} v^m w_0^{3-m}}{d^{m+1}}, \quad F(\varphi) = \frac{(f(\varphi))^{3-m} \varphi_u}{1 - \varphi^{2-m} (1 - \varphi_u)}.$$

Стационарному состоянию данной системы (слою, состоящему из движущихся частиц в сплошной фазе) должен отвечать минимум интенсивности диссипации энергии. Это условие соответствует экстремуму функционала:

$$I(\varphi) = \int_V \Phi dV = \int_V BF(\varphi) dV \quad (15).$$

Экстремуму функционала (15) соответствует его стационарное значение:

$$\delta \int_V BF(\varphi) dV = 0$$

Поскольку операция варьирования перестановочна с операцией интегрирования, получим:

$$\delta \int_V BF(\varphi) dV = \int_V \delta BF(\varphi) dV = 0$$

Ввиду того, что объем V произвольный, подынтегральное выражение равно нулю:

$$\delta BF(\varphi) = \delta B + \delta F(\varphi) = 0$$

Поскольку $\delta B = 0$, то $\delta F(\varphi) = 0$, то есть комплекс величин, стоящий под знаком вариации, равен некоторой константе:

$$c = \frac{(f(\varphi))^{3-m} \varphi_u}{1 - \varphi^{2-m} (1 - \varphi_u)}$$

Таким образом, с учетом (12) отношение скоростей стесненного и свободного движения, имеет окончательный вид:

$$\frac{w}{w_0} = f(\varphi) = \left\{ \frac{c(1 - \varphi)^{2-m} (1 - a - \varphi(1 + b))}{a + \varphi(1 + b)} \right\}^{\frac{1}{3-m}} \quad (16).$$

Для определения константы c в уравнении (16) можно воспользоваться граничным условием равенства скоростей стесненного и свободного

движения при стремлении доли дисперсной фазы к нулю $f(0) = 1$, в этом случае $c = \frac{a}{1-a}$.

Однако это граничное условие требует взаимосвязанного движения частиц при низких значениях φ , что возможно лишь при малых размерах частиц, когда из-за их большого количества, даже при малых значениях φ , расстояния между частицами достаточно малы. Следует отметить, что именно такое состояние и характерно для процессов микрофлотации и мембранного диспергирования. В общем случае при наличии экспериментальных данных можно получить величину c , используя опытные значения $f_3(\varphi_1)$.

Что касается коэффициента m , то, как уже отмечалось, его значение можно принять равным 1.

При расчете $f(\varphi)$ по уравнению (16) коэффициент a во всех случаях был принят равным $0,07 \div 0,06$, а коэффициент b в соответствии с ограничением (13) составлял $-0,1$.

На рисунке 1 представлено сопоставление уравнений, рекомендуемых для расчета отношения скоростей стесненного и свободного движения

$\frac{w}{w_0} = f(\varphi)$, с многочисленными экспериментальными литературными

данными. Как следует из рисунка, наиболее близки к экспериментальным данным значения $f(\varphi)$, вычисляемые по предлагаемому уравнению (16).

Эмпирическое соотношение (1) с $n = 2$ и уравнение (4), полученное на основе ячеечной модели в работе Маруччи дают явно завышенные результаты. Что

касается уравнения Хаппеля (2) то здесь наблюдается противоположная картина: вычисленные величины $f(\varphi)$ сильно занижены по отношению к

экспериментальным данным даже в области малых значений φ .

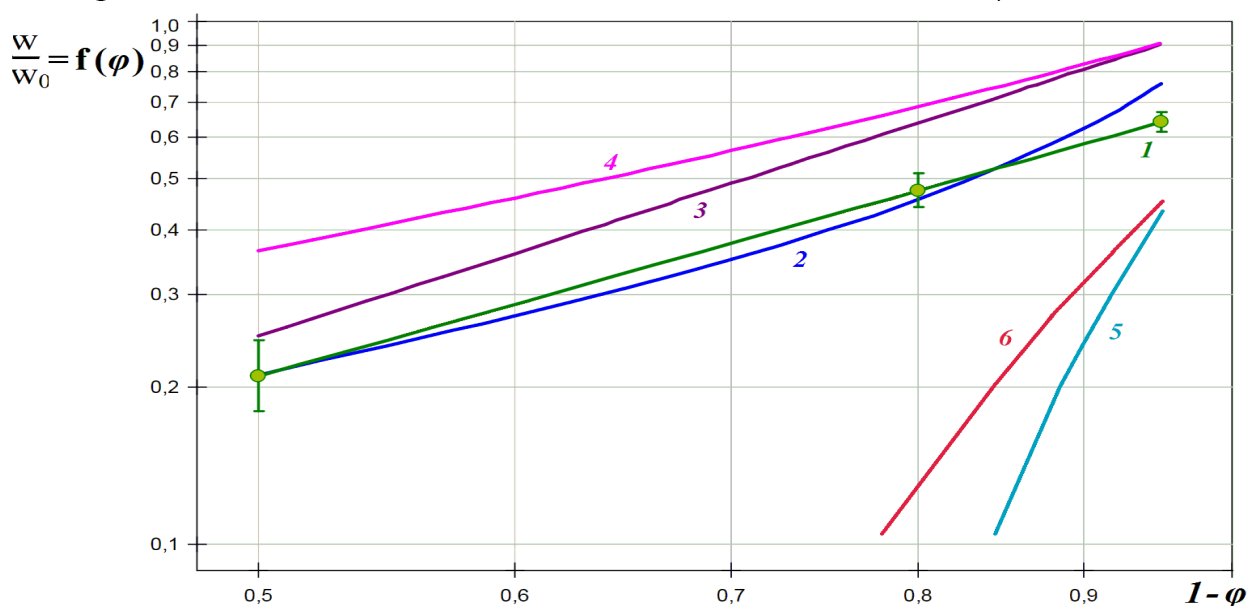


Рис.1 Отношение скоростей стесненного и свободного движения сферических пузырьков в зависимости от доли дисперсной фазы ($Ar = 300$)

1 – поле экспериментальных данных по Haas U., Brauer H. Umströmung kugelförmiger Blasen mit innerer Zirkulation // Chem. Ing. Tech. – 1972. – V.44. №18. – P. 1060; 2 – уравнение (16); 3 – эмпирическое соотношение (1) с $n = 2$; 4 – уравнение (4); 5 – уравнение Хаппеля (2); 6 – уравнение (5)

Для турбулентного движения газовых пузырьков в чистых жидкостях был также предложен другой подход к определению интенсивности диссипации энергии, основанный на результатах ячеечной модели. Для вычисления соотношения скоростей стесненного и свободного движения в этом случае было получено следующее соотношение:

$$f(\varphi) = \frac{c(1-\varphi_u)^{\frac{3}{2}}}{\left[\left(1 - \varphi_u^{\frac{5}{3}} \right) \varphi_u \right]^{\frac{1}{2}}} \quad (17).$$

В тексте диссертации представлено также сопоставление теоретических уравнений с экспериментальными данными для $Ar = 36$ и $Ar = 3740$.

В **третьей главе** приводится описание обобщенного метода определения скорости ламинарного стесненного движения сферических твердых и газовых частиц в жидкостях, который также основан на применении вариационного принципа минимума диссипации энергии.

При получении уравнений (14) и (16) коэффициент сопротивления выражался, как $\lambda = \frac{A}{Re^m}$. При ламинарном стесненном движении твердых сфер можно использовать то же выражение для λ с показателем степени $m = 1$, так как стеснение приводит лишь к затягиванию перехода движения из ламинарного в турбулентное.

При этом полагалось, что константа A в уравнении (14) независима от доли дисперсной фазы. В результате получим следующее выражение:

$$f(\varphi) = \left\{ \frac{c(1-\varphi)^{2-m} (1-a-\varphi(1+b))}{f_1(\varphi) (a+\varphi(1+b))} \right\} \quad (18),$$

где: $f_1 \varphi = 1 - \varphi^n$.

Уравнение (18) аналогично выражению (16) с единственным отличием в том, что для сферических газовых частиц $f_1 \varphi = 1$.

В отличие от пузырьков движение твердых частиц, обладающих бóльшей инерцией, более организовано, что препятствует их групповому взаимосвязанному движению при малых концентрациях. В связи с этим применение граничного условия $f(0) = 1$ неприемлемо и константа c для твердых частиц определялась исходя из экспериментальных значений $f(\varphi)$ при $0 < \varphi \leq 0,05$. Константа a при этом оказывается равной 0,05.

В случае ламинарного движения твердых частиц предложен и другой метод определения интенсивности диссипации энергии, основанный на ячеечных моделях. В данном случае используется наиболее известная

ячеечная модель Хаппеля. В соответствии с этой моделью, записанной для истинной доли дисперсной фазы, сила, действующая на частицу со стороны жидкости, определяется соотношением:

$$F = \frac{4\pi\mu wr(3 + 2\varphi_u^{\frac{5}{3}})}{2 - 3\varphi_u^{\frac{1}{3}} + 3\varphi_u^{\frac{5}{3}} - 2\varphi_u^2} \quad (19),$$

где r – радиус частицы.

Объем жидкости в ячейке будет:

$$V = (1 - \varphi_u) \frac{4}{3} \pi R^3 \quad (20),$$

где R – радиус ячейки.

Доля дисперсной фазы в ячейке:

$$\varphi = \left(\frac{r}{R} \right)^3 \quad (21).$$

Поскольку интенсивность диссипации энергии равна произведению Fw , а также, учитывая, что $w = w_0 f(\varphi)$, из уравнений (19 – 21) получим интенсивность диссипации на единицу объема жидкости:

$$\Phi = \frac{3\mu w_0^2}{r^2} \frac{f^2(\varphi)(3 + 2\varphi_u^{\frac{5}{3}})\varphi_u}{(2 - 3\varphi_u^{\frac{1}{3}} + 3\varphi_u^{\frac{5}{3}} - 2\varphi_u^2)(1 - \varphi_u)} \quad (22).$$

Поскольку величина $\frac{3\mu w_0^2}{r^2}$ не зависит от φ , в соответствии с принципом минимума интенсивности диссипации соотношение скоростей стесненного и свободного движения будет иметь вид:

$$f(\varphi) = c \left[\frac{(2 - 3\varphi_u^{\frac{1}{3}} + 3\varphi_u^{\frac{5}{3}} - 2\varphi_u^2)(1 - \varphi_u)}{(3 + 2\varphi_u^{\frac{5}{3}})\varphi_u} \right]^{0,5} \quad (23).$$

Сравнение полученных нами уравнений (18) и (23) с многочисленными экспериментальными данными по осаждению и псевдоожигению стальных и стеклянных шариков диаметром 0,022 – 0,028 дюймов в водно-глицериновых растворах при числах Рейнольдса 0,001– 58,5 приведено на рисунках 2 и 3. Для полноты картины отражены и соотношения, полученные другими авторами. В рассмотрение было включено и литературное выражение:

$$f(\varphi) = (1 - \varphi)^2 (1 + 2,5\varphi + 12,5\varphi^2)^{-1} \quad (24),$$

которое было получено на основе более точной корреляции, связывающей эффективную вязкость с долей твердых частиц в суспензии. Как видно из рисунков, предложенные в данной работе уравнения адекватно описывают экспериментальные данные.

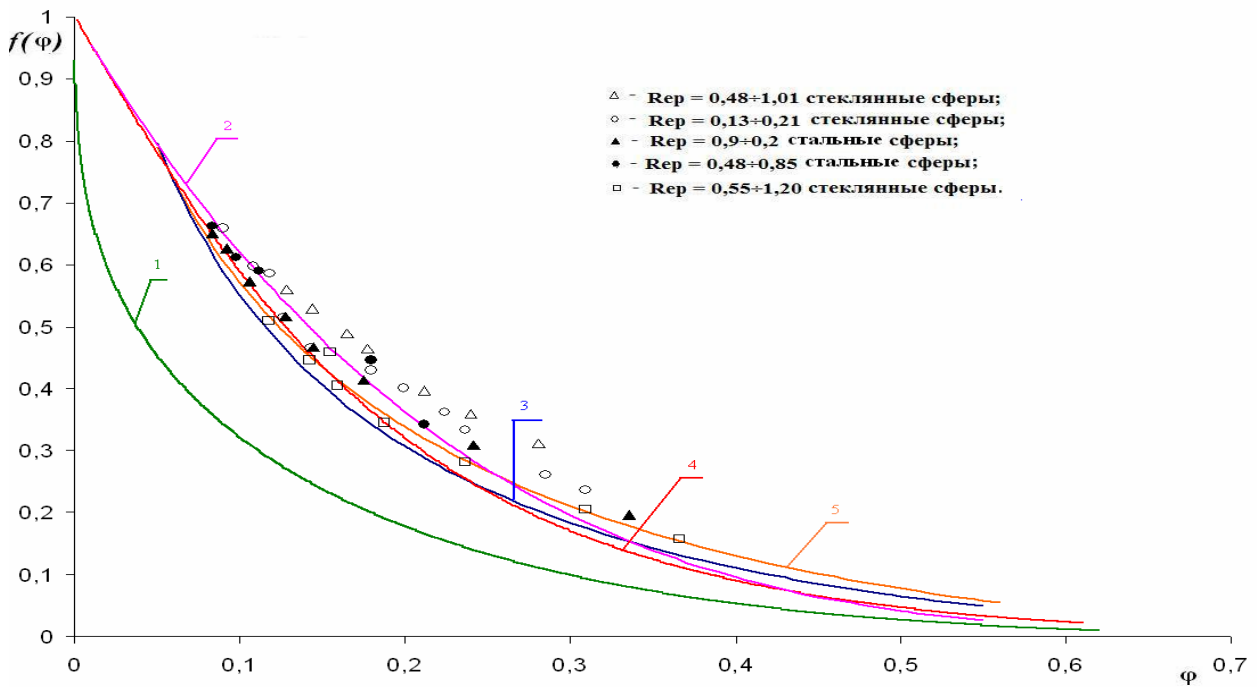


Рис.2 Сопоставление функции $f(\phi)$ с экспериментальными данными для процессов псевдооживления и осаждения в области значений $Re = 0,13 - 1,20$ (экспериментальные данные по Thonras J. Hanratty and Abdemannan BanduKwata. Fluidization and Sedimentation of Spherical Particles. // A. I. Ch. E. Journal – 1957. – V.3. №2. – P. 294 – 296): 1– уравнение (2); 2– уравнение (3); 3– уравнение (23); 4– уравнение (24); 5– уравнение (18).

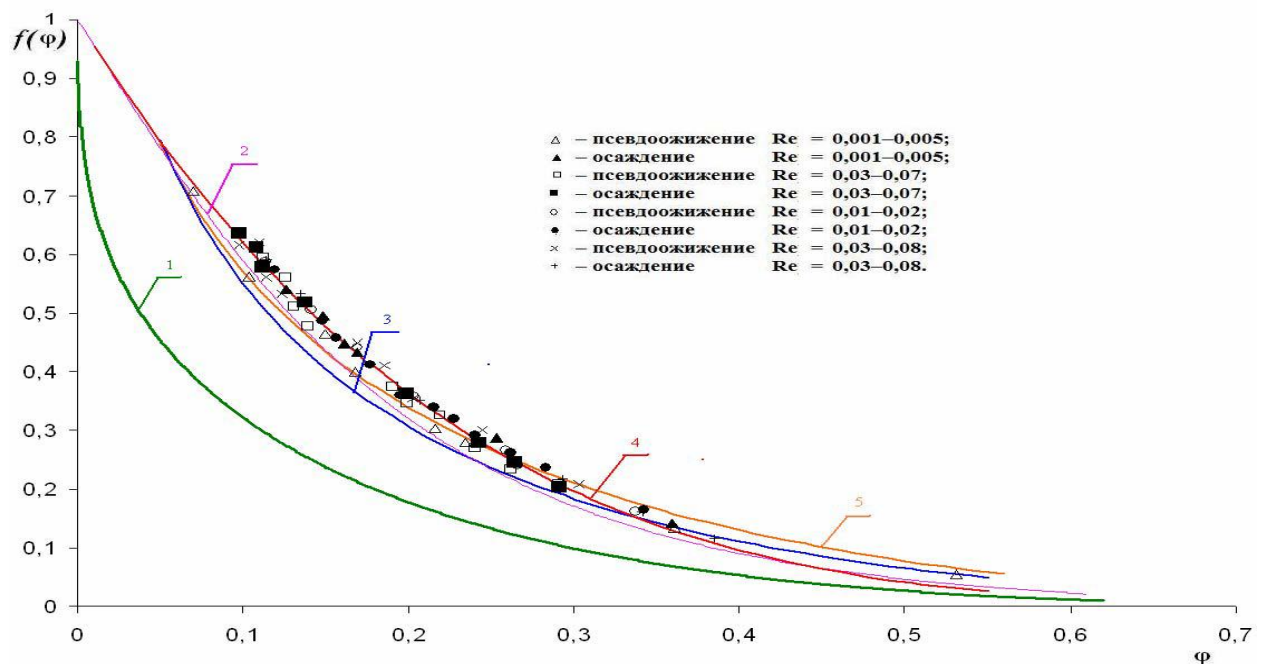


Рис.3 Сопоставление функции $f(\phi)$ с экспериментальными данными для процессов псевдооживления и осаждения в области значений $Re = 0,001 -$

0,008 (экспериментальные данные по Thonras J. Hanratty and Abdemannan BanduKwata. Fluidization and Sedimentation of Spherical Particles. // A. I. Ch. E. Journal – 1957. – V.3. №2. – P. 294 – 296) (закрашенные фигуры – осаждение; незакрашенные – псевдооживление): 1– уравнение (2); 2– уравнение (3); 3– уравнение (23); 4– уравнение (24); 5– уравнение (18).

Полученные результаты дают основание считать, что рассматриваемый метод расчета скоростей стесненного ламинарного движения твердых сфер в жидкости дает величины, достаточно близкие к экспериментально определенным значениям скоростей. Поскольку ранее было показано, что аналогичный подход с удовлетворительной точностью описывает движение сферических газовых частиц, можно констатировать, что представленный обобщенный метод определения скоростей стесненного движения может применяться как для газовых, так и для твердых сферических частиц.

Четвертая глава посвящена разработке математической модели распределения мелкодисперсных частиц неоднородного псевдооживленного слоя по высоте аппарата и ее экспериментальной проверке. Как и в предыдущих исследованиях, предлагаемая модель базируется на вариационном принципе минимума интенсивности диссипации энергии. Ввиду аналогии псевдооживления и осаждения, для определения порозности однородного псевдооживленного слоя достаточно знать значения скоростей стесненного и свободного осаждения, причем величина скорости стесненного осаждения для однородного псевдооживления эквивалентна приведенной скорости оживающего агента. Ранее было получено выражение для интенсивности диссипации энергии в единице объема жидкой фазы, затем эта величина была проинтегрирована по всему объему жидкой фазы в аппарате. На основе известного принципа минимума диссипации энергии при медленном движении этот интеграл принимает минимальное значение. На этом основании полагается, что некоторая функция F , пропорциональная интенсивности диссипации в единице объема и зависящая от отношения скоростей стесненного и свободного осаждения и доли дисперсной фазы, есть величина постоянная для случая осаждения сферических твердых частиц и всплытия пузырьков.

$$F = \frac{\left(\frac{w_{cm}}{w_0}\right)^{3-m} (1 - \varphi)^{1+n(m-2)} \varphi_u}{1 - \varphi_u} = const \quad (25).$$

При псевдооживлении твердых частиц газом, в условиях, препятствующих образованию газовых пузырей, групповое движение должно быть еще менее выражено, так как увлечение инерционных частиц средой малой плотности должно быть незначительным. Исходя из этого можно предположить, что различие значений φ_u и φ псевдооживленного слоя несущественно в системе твердые частицы - газ.

Согласно вышеизложенному скорость стесненного осаждения заменяется приведенной (w_{np}), а истинная доля твердых частиц может быть

приравнена средней доле. Таким образом, функция F принимает следующий вид:

$$F = \left(\frac{w_{np}}{w_0} \right)^{3-m} \frac{\varphi}{1-\varphi^q} \quad (26),$$

где: $q = n(2-m)$; w_{np} в дальнейшем обозначается w .

Минимальное значение F по объему твердой фазы соответствует экстремуму функционала: $\int_{V_T} \frac{dF}{dV_T} dV_T$.

Экстремуму функционала соответствует его стационарное значение:

$$\delta \int_{V_T} \frac{dF}{dV_T} dV_T = 0.$$

Учитывая перестановочность операций варьирования и интегрирования, получим: $\int_{V_T} \delta \frac{dF}{dV_T} dV_T = 0$.

Поскольку объем V_T произвольный, подынтегральное выражение также равно нулю: $\delta \frac{dF}{dV_T} = 0$.

Ввиду того, что функция F содержит постоянную, заданную условиями проведения псевдооживления $\left(\frac{w}{w_0} \right)^{3-m}$, вариация от этой величины будет также равна нулю. В итоге получим, что производная от функции F_1 будет постоянна: $\frac{dF_1}{dV_T} = K$, где $F_1 = \frac{\varphi}{1-\varphi^q}$

Возможность получения такого результата также следует из уравнения Эйлера. Следует отметить, что функция F не равна интенсивности диссипации, а лишь пропорциональна ей, но с учетом того, что коэффициенты пропорциональности заданы и постоянны, их вариация равна нулю. Ввиду того, что $dV_T = \varphi S dH$, получим $\frac{dF_1}{S \varphi dH} = const$, что эквивалентно выражению:

$$\frac{dF_1}{S \varphi dH} \frac{d\varphi}{dH} = K \quad (27).$$

В дальнейшем решение уравнения (27) искали для единичного сечения ($S = 1$), то есть для загрузки твердой фазы G_T , отнесенной к сечению аппарата.

Подставив выражение для F_1 в уравнение (27), получили:

$$\left(\frac{1}{\varphi} 1 - \varphi^{-q} + \frac{q}{1 - \varphi^{q+1}} \right) d\varphi = K_1 dH \quad (28).$$

С учетом определения на основе литературных данных величин n и m показатель степени q составил 4,5. В этом случае решением дифференциального уравнения (28) является выражение:

$$H = a_1 - b_1 \left[2 1 - \varphi^{-0,5} + \frac{1}{1,5} 1 - \varphi^{-1,5} + \frac{1}{2,5} 1 - \varphi^{-2,5} + \frac{1}{3,5} 1 - \varphi^{-3,5} + \right. \\ \left. + 1 - \varphi^{-4,5} - \ln \left(\frac{1 + \sqrt{1 - \varphi}}{1 - \sqrt{1 - \varphi}} \right) \right] \quad (29).$$

Величины коэффициентов a_1 и b_1 требуют двух экспериментальных значений высоты H и порозности $\varepsilon = 1 - \varphi$.

Для экспериментальной проверки уравнения (29) были использованы наиболее известные экспериментальные данные, приводимые в ряде монографий, посвященных псевдоожигению. Так на рисунке 4 приведено сопоставление теоретических кривых с экспериментальными результатами по псевдоожигению воздухом стеклянных шариков диаметром 0,175 – 0,21 мм в колонне диаметром 88 мм при различных величинах загрузки твердой фазы G_T . Как следует из рисунка, теоретические результаты адекватны опытным данным в широком диапазоне порозности псевдоожигенного слоя.

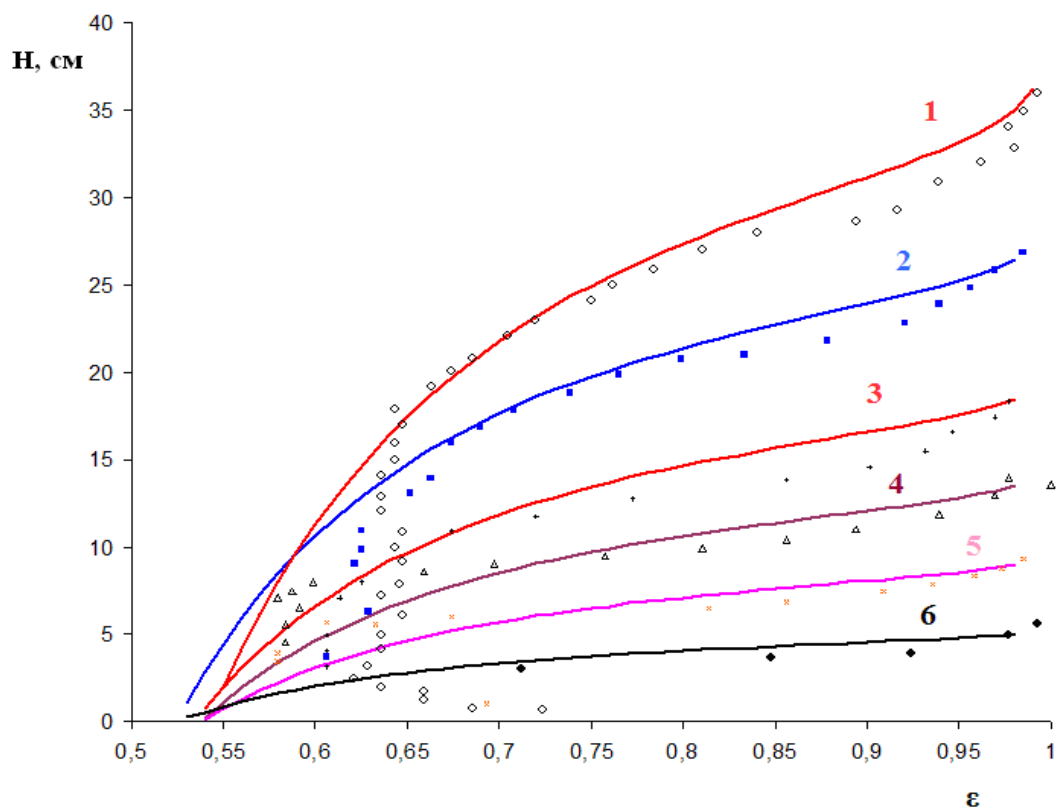


Рис.4 Изменение порозности слоя по оси аппарата при различных весовых загрузках G_T сыпучего материала (система стеклянные шарики – воздух; $d = 0,175 - 0,21$ мм; $w = 40,7$ см/с); 1– 6 – теоретические кривые.

○ – $G = 2$ кг; ■ – $G = 1,5$ кг; +- $G = 1$ кг; Δ – $G = 0,75$ кг; × – $G = 0,5$ кг; ◆ – $G = 0,25$ кг; экспериментальные точки по Bakker P.J., Heertjes P.M. Porosity distribution in a fluidized bed // Chem. Eng.Sci. – 1960. – V.12. №4. – P. 260

В заключение главы отмечается, что вариационный принцип минимума интенсивности диссипации энергии может успешно использоваться для решения гидромеханических задач стесненного движения фаз при всплытии микропузырьков, осаждении и псевдооживлении. Во всех случаях может быть учтено групповое движение частиц, вызывающее неравномерное распределение дисперсной фазы в аппарате.

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ВЫВОДЫ

1. Разработан обобщенный метод определения скорости стесненного движения сферических твердых и газовых частиц в жидкостях, базирующийся на вариационном принципе минимума интенсивности диссипации энергии. Адекватность метода доказана сопоставлением с многочисленными экспериментальными данными по стесненному движению дисперсной газовой фазы, стесненному осаждению и псевдооживлению.
2. Предложена математическая модель определения скорости стесненного движения сферических газовых частиц в жидкостях в поле силы тяжести с учетом неравномерности распределения дисперсной фазы. Полученные для ламинарного и турбулентного режимов уравнения адекватно описывают отношение скоростей стесненного и свободного движения во всем диапазоне изменения доли дисперсной фазы (от 0 до 0,5).
3. Разработана и экспериментально проверена математическая модель распределения мелкогазовых частиц неоднородного псевдооживленного слоя по высоте аппарата. Решение данной задачи также базировалось на определении скорости стесненного осаждения на основе вариационного принципа минимума интенсивности диссипации энергии.
4. Показано, что вариационный принцип минимума интенсивности диссипации энергии может с успехом использоваться для решения гидромеханических задач стесненного движения фаз при всплытии микропузырьков, осаждении и псевдооживлении. Во всех случаях может быть учтено групповое движение частиц, вызывающее неравномерное распределение дисперсной фазы в аппарате.
5. Полученные уравнения, адекватность которых доказана сопоставлением с многочисленными экспериментальными данными, могут быть использованы при расчете гидромеханических и массообменных процессов химических технологий. А именно:

отстойников, флотаторов, газожидкостных реакторов, сушильных и адсорбционных установок, абсорберов со сплошным слоем, реакторов с кипящим слоем.

Список обозначений

w – скорость стесненного движения, м/с;
 w_0 – скорость свободного движения частицы, м/с;
 φ – средняя доля дисперсной фазы;
 φ_u – истинная доля дисперсной фазы;
 n – показатель степени эмпирического уравнения;
 λ – коэффициент сопротивления;
 $w_{от}$ – скорость движения частиц относительно жидкости, м/с;
 w_n – приведенная скорость дисперсной фазы, м/с;
 $\rho_{жс}$ – плотность жидкости, кг/м³;
 ρ_2 – плотность газа, кг/м³;
 S_q – площадь сечения сферической частицы, м²;
 d – средний диаметр частиц, м;
 g – ускорение свободного падения, м/с²;
 m – константа, осредненная по всей данной области движения;
 N – число частиц в слое;
 V – объем жидкости или газа в слое, м³;
 H – высота слоя, м;
 Φ – интенсивность диссипации энергии, Вт/м³;
 R – радиус ячейки, м;
 r – радиус частицы, м;
 G_T – загрузка твердой фазы в колонну, кг;
 Re – число Рейнольдса;
 Ar – число Архимеда.

Основное содержание диссертации изложено в следующих работах:

1. Трушин А.М., Дмитриев Е.А., Носырев М.А., Тарасова Т.А., Кузнецова И.К. Определение скорости стесненного движения сферических газовых частиц в жидкости в поле силы тяжести. //

Теоретические основы химической технологии, 2013 г., т. 47 , № 4, с. 434 – 442.

2. Трушин А.М., Дмитриев Е.А., Носырев М.А., Хусанов А. Е., Калдыбаева Б. М. Обобщенный метод определения скорости ламинарного стесненного движения сферических твердых и газовых частиц в жидкостях. // Теоретические основы химической технологии, 2013 г., т. 47, № 6, с. 668 – 671.
3. Носырев М.А., Трушин А.М., Дмитриев Е.А.. К вопросу определения порозности псевдооживленного слоя в системе твердые частицы–газ. // Химическая промышленность сегодня, 2013 г., №9, с. 53–56.
4. Трушин А.М., Дмитриев Е.А, Носырев М.А., Куликов М.В., Кабанов О.В. К вопросу о порозности неоднородного псевдооживленного слоя. // Теоретические основы химической технологии, 2015 г., т.49, №6, с. 644 – 650.
5. Носырев М.А., Трушин А.М., Дмитриев Е.А., Комляшев Р.Б., Вешняков А.В. Распределение дисперсной фазы по высоте псевдооживленного слоя в системе газ–твердое. // Успехи в химии и химической технологии, 2013 г., т. XXVII, №1, с. 113–116.
6. Носырев М.А., Трушин А.М., Дмитриев Е.А., Комляшев Р.Б., Вешняков А.В. Расчет скорости движения сферических газовых пузырьков и газосодержания в процессах флотации и хемосорбционной очистки. // IV Международная научная конференция «Актуальные проблемы народнохозяйственного комплекса: инновации и инвестиции», 2013 г., с. 103–106.